

## О РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЙАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ, ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Мастеров В. Ф., Харченко В. А., Хохрякова О. Д.

Рассматривается влияние резонансного рассеяния электронов зоны проводимости на кинетические коэффициенты: дрейфовую и холловскую подвижности, фактор Холла, магнитосопротивление, кинетический коэффициент магнитосопротивления. С учетом рассеяния на кулоновских центрах произведен расчет температурных зависимостей данных кинетических коэффициентов при определенных значениях энергии «резонансного» уровня  $E_r$ , его ширины и концентрации резонансных центров  $N_r$ . Показано, что расчетные зависимости при  $E_r = 5.5$  мэВ,  $\Gamma = 1.25$  мэВ,  $N_r = 10^{18}$  см $^{-3}$ ,  $N_g = 10^{17}$  см $^{-3}$  хорошо согласуются с экспериментальными данными для эпитаксиальных слоев InP <Yb>.

Рассеяние носителей заряда на дефектах, создающих короткодействующие поля, в полупроводниковых кристаллах является малоизученным процессом. Это связано, в первую очередь, с тем, что сечения рассеяния носителей тока на таких точечных дефектах определяются размерами самих дефектов (порядка постоянной решетки) и существенно меньше сечений рассеяния на заряженных дефектах, фононах и т. д. Однако, если короткодействующий потенциал дефекта способен создавать уровень энергии в разрешенных зонах, возможен процесс резонансного рассеяния носителей с сечениями, существенно превышающими размеры точечных дефектов [1]. В частности, появление «резонансных» уровней энергии в зоне возможно при легировании полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$  редкоземельными элементами (РЗЭ) [2].

Очевидно, что в реальном полупроводнике одновременно существует несколько механизмов рассеяния носителей и их вклад определяется интервалом температур, в котором проводятся измерения. Поэтому представляет интерес исследовать влияние резонансного рассеяния на температурные зависимости кинетических коэффициентов (подвижность  $\mu$ , постоянную Холла  $R_H$ , магнитосопротивление  $\Delta\rho_m/\rho$ ) при наличии традиционных механизмов рассеяния. В работе показано, что при определенном соотношении между концентрациями резонансно рассеивающих и кулоновских центров  $\gamma = N_r/N_g$  механизм резонансного рассеяния наиболее ярко проявляется в зависимости  $R_H(T)$ : при температурах, сравнимых с энергией резонансного уровня  $E_r$ , на кривой зависимости  $R_H(T)$  появляется характерный максимум. Также рассмотрено влияние резонансного рассеяния на зависимости  $\mu(T)$  и  $\Delta\rho_m/\rho(T)$  и проведено сравнение с экспериментальными данными, приведенными в [2].

*Влияние резонансного рассеяния на температурные зависимости кинетических коэффициентов.* Рассмотрим полупроводник  $n$ -типа, содержащий центры резонансного рассеяния и кулоновские центры, что соответствует ситуации, приведенной в [2]. Если короткодействующий потенциал создает резонансный уровень в зоне проводимости на расстоянии  $E_r$  от ее дна, то сечение рассеяния на таком центре определяется формулой Брейт-Вигнера [3]

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \frac{\Gamma^2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2}, \quad k = \sqrt{\frac{2m_c E}{\hbar^2}}, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия рассеиваемого электрона,  $\Gamma$  — ширина резонансного уровня, которая в отличие от приведенной в [1] не зависит от энергии рассеиваемого

электрона, а определяется только характеристиками квазистационарного состояния (по существу короткодействующего потенциала),  $m_e$  — эффективная масса.

Время релаксации импульса  $\tau_r = 1/N_r \sigma_r v$ , обусловленное только резонансным рассеянием, имеет вид

$$\tau_r = \frac{m_e^{3/2} \sqrt{E}}{2^{3/2} \pi \hbar^2 \Gamma^2 N_r} [(E - E_r)^2 + \Gamma^2]. \quad (2)$$

Формулы (1), (2) справедливы, когда  $E$  незначительно отличается от резонансной энергии  $E_r$ .

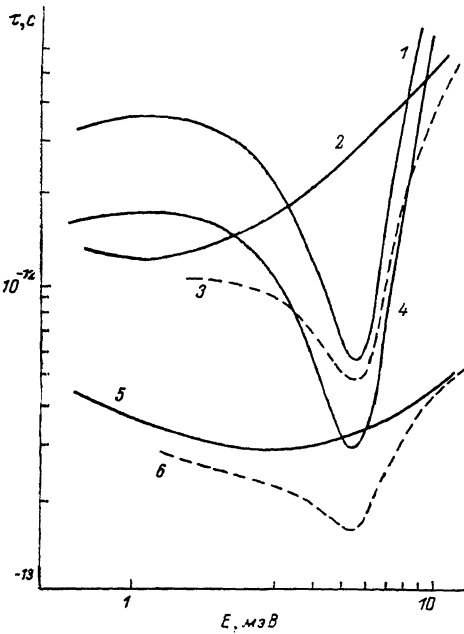


Рис. 1. Зависимости времени релаксации импульса от энергии электрона для  $E_r = 5.5$  эВ,  $\Gamma = 1.25$  эВ.

Резонансное рассеяние при  $N_r \cdot 10^{-16}$ , см<sup>-3</sup>: 1 — 1, 4 — 2; рассеяние на кулоновских центрах при  $N_q \cdot 10^{-16}$ , см<sup>-3</sup>: 2 — 1, 5 — 20; 3, 6 — комбинированное рассеяние при  $\gamma = 10, 1$ .

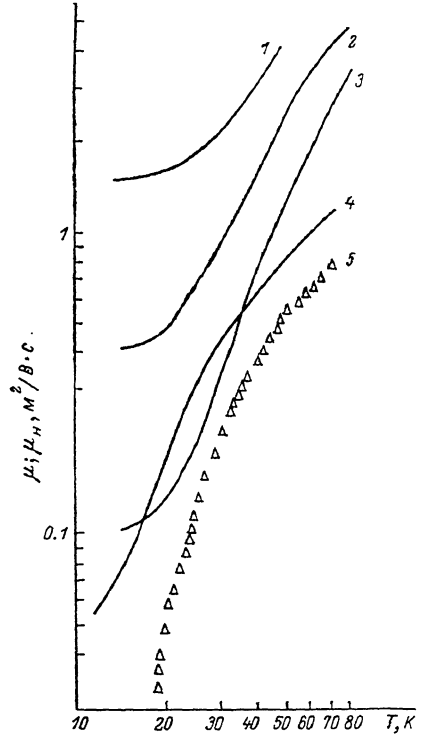


Рис. 2. Температурные зависимости дрейфовой ( $1-3$ ) при  $\gamma = 1, 10, 50$  и холловской подвижностей ( $4$ ) при  $\gamma = 10$ ,  $N_q = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $N_r = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

5 — холловская подвижность (эксперимент).

В случае рассеяния на заряженных дефектах для оценки  $\tau$  воспользуемся формулой Конуэлл-Вайскопфа [4]

$$\tau_q = \frac{x^2 (2m_e)^{1/2} E^{3/2}}{\pi N_q e^4 \ln \left[ 1 + \left( \frac{x E}{e^2 N_q^{1/3}} \right)^2 \right]}, \quad (3)$$

где  $x$  — диэлектрическая проницаемость образца,  $e$  — заряд электрона.

На рис. 1 приведены зависимости времен релаксации  $\tau_r$ ,  $\tau_q$  от энергии электрона при различных значениях  $N_r$  и  $N_q$  для определенных величин  $\Gamma$  и  $E_r$ , взятых близкими к наблюдаемым в [2]. Из рис. 1 видно, что при определенном отношении ( $\gamma \geq 10$ ) имеется область энергий вблизи  $E_r$ , где резонансный механизм рассеяния является доминирующим. Отметим, что кулоновский механизм рассеяния эффективен в широкой области энергий, так что даже при равных концентрациях  $N_q = N_r$  ( $\gamma = 1$ ) эффекты резонансного рассеяния слабо влияют на полное время релаксации импульса  $\tau = \tau_r \tau_q / (\tau_r + \tau_q)$ .

В интересующем нас случае невырожденного полупроводника дрейфовая подвижность получается усреднением  $\tau(E)$  по распределению Максвелла  $f(E)$ :

$$\mu = \frac{e}{m_c} \int \tau(E) f(E) dE.$$

Для различных значений  $\gamma$  результаты вычисления зависимости  $\mu(T)$  приведены на рис. 2. Следует отметить, что усреднение  $\tau$  приводит к сглаживанию зависимостей  $\mu(T)$ . Однако с увеличением  $\gamma$  крутизна этой зависимости возрастает в области температур, сравнимых с  $E_r$ .

Увеличение концентрации примесей при  $\gamma = \text{const}$  приводит к понижению подвижности с сохранением функциональной зависимости  $\mu(T)$ . Для невырожденных полупроводников наиболее ярко резонансное рассеяние проявляется в температурной зависимости коэффициента Холла [1]. Коэффициент Холла для  $n$ -

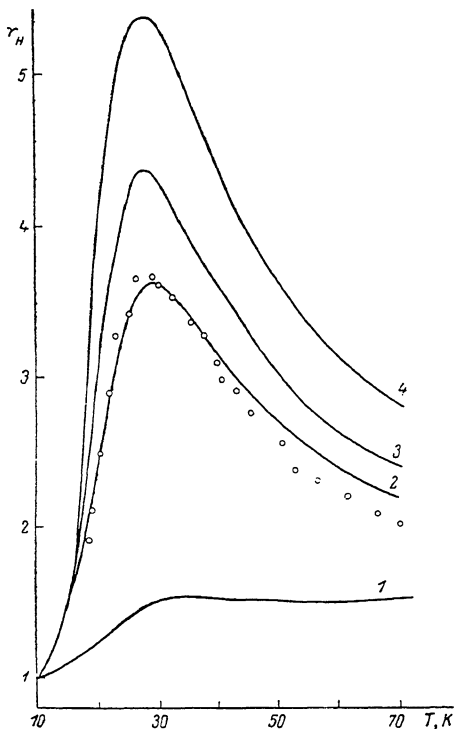


Рис. 3. Температурная зависимость фактора Холла (1—4) при  $\gamma=1, 10, 23, 50$  (точки — эксперимент).

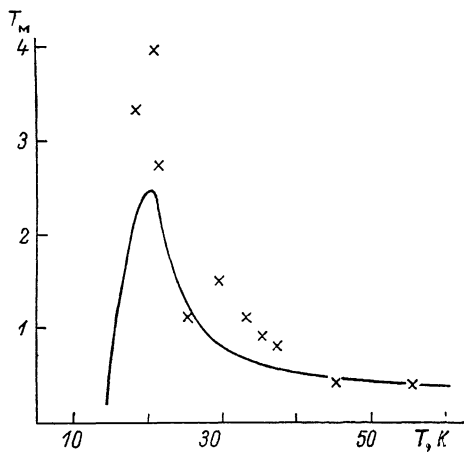


Рис. 4. Температурная зависимость кинетического коэффициента магнитосопротивления  $T_M$ .

Теоретическая зависимость вычислена для  $\gamma=10$ ,  $\Gamma=1.25$  мэВ,  $E_r=5.5$  мэВ.

полупроводника с концентрацией электронов  $n$  имеет вид  $R_H = r_H / enc$ , где фактор Холла  $r_H = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ . На рис. 3 приведены результаты расчета температурной зависимости  $r_H$  с учетом двух механизмов рассеяния, рассмотренных выше. Как и следовало ожидать, с увеличением  $\gamma$  в температурной зависимости  $r_H$  проявляется ярко выраженный максимум, обусловленный вкладом резонансного рассеяния. Если концентрация электронов в области температур, близких к  $E_r$ , меняется слабо, то зависимость коэффициента Холла  $R_H(T)$  также должна иметь характерный максимум при  $T \approx 0.5 E_r$ .

Величина магнитосопротивления в случае слабых полей имеет вид [4]

$$\frac{\Delta \rho_m}{\rho} = \left( \frac{eH}{m_c c} \right)^2 \frac{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle - \langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2} = \frac{\mu_H^2}{c^2} \left[ \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^3 r_H^2} - 1 \right] H^2,$$

где  $\mu_H = \frac{e}{m_c} \langle \tau \rangle r_H$ . При этом кинетический коэффициент  $T_M = \left( \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^3 r_H^2} - 1 \right)$  имеет, как и  $r_H$ , ярко выраженную «резонансную» зависимость от температуры при  $T \sim E_r$ .

Тем не менее в зависимости  $\Delta \rho_m / \rho(T)$  этот максимум не проявляется из-за резкого возрастания дрейфовой подвижности при повышении температуры в ин-

тервале  $T \leq E_r$ . Одновременно это приводит к сильной зависимости  $\Delta\rho_m/\rho(T)$  от абсолютных значений концентраций  $N_r$  и  $N_g$ .

Для удобства сравнения с экспериментом полезно вычислить кинетический коэффициент  $T_m$  и определить его зависимость от температуры. Эти результаты приведены на рис. 4.

*Сравнение с экспериментом.* Используем приведенный выше механизм резонансного рассеяния для описания электрических и магнитных свойств фосфида индия, легированного иттербием. Прежде всего резонансное рассеяние позволяет качественно объяснить температурную зависимость магнитной восприимчивости [5], в частности уменьшение магнитного момента центров иттербия до нуля при температурах выше 45 К. Действительно, при резонансном рассеянии электрон проводит конечное время  $\hbar\Gamma^{-1}$  на центре, находясь в квазистационарном состоянии с энергией  $E_r$ . Согласно данным ЭПР, при низких температурах узельные центры иттербия имеют электронную конфигурацию  $4f^{13}$ , так что резонансное рассеяние электрона при  $T \sim E_r$  переводит центр в «эффективную» конфигурацию  $4f^{14}$ , магнитный момент которой равен нулю. По этой же причине, по-видимому, на образцах  $\text{InP} \langle \text{Yb} \rangle$  не наблюдается отрицательного магнитосопротивления, которое можно было бы ожидать при рассеянии электронов на «магнитных» центрах, так как рассеяние электронов с энергией вдали от  $E_r$  малоэффективно из-за малого сечения, а при  $T \sim E_r$  эффективное рассеяние, при котором квазистационарное состояние центра оказывается немагнитным. В то же время резонансное рассеяние должно проявиться при  $T \sim E_r$  в температурной зависимости положительного магнитосопротивления, и особенно кинетического коэффициента  $T_m$ , как было показано выше. Действительно, из сравнения экспериментальных результатов с расчетными, приведенными на рис. 4, видно, что при низких температурах вклад резонансного рассеяния существен.

Температурный ход холловской подвижности  $\mu_H$ , представленный на рис. 2 (кривые 4, 5), также функционально совпадает с расчетным при учете резонансного рассеяния с теми же значениями  $\gamma$ ,  $\Gamma$ , что и в случае  $\Delta\rho_m/\rho$ . Отличие в абсолютной величине наблюдаемых  $\mu_H$  от расчетных, по-видимому, связано с тем, что мы не учитывали при расчете другие возможные механизмы рассеяния (например, рассеяние на фононах, нейтральных примесях и т. д.).

Наиболее интересной особенностью проявления резонансного механизма, с нашей точки зрения, является температурная зависимость коэффициента Холла, т. е. появление максимума в зависимости  $R_H(T)$ . В принципе, появление максимума в  $R_H(T)$  наблюдается при наличии проводимости по примесной зоне [6]. Однако при этом в зависимости  $\rho(T)$  должен наблюдаться излом при температурах перехода от зонной проводимости к прыжковой, т. е. при той температуре, при которой наблюдается максимум в зависимости  $R_H(T)$ . В исследованных в [2] образцах зависимость  $\rho(T)$  имеет монотонный характер. Кроме того, в случае проводимости по примесной зоне кривая  $R_H(T)$  практически симметрична слева и справа от максимума и имеет экспоненциальный характер [6]. Экспериментальная зависимость  $R_H(T)$ , приведенная на рис. 3, имеет явно асимметричный вид и хорошо согласуется с расчетной кривой, построенной с учетом эффектов резонансного рассеяния (рис. 3, кривая 2). Анализируемые зависимости  $T_m(T)$ ,  $\mu_H(T)$  и  $R_H(T)$  хорошо согласуются с расчетными кривыми, полученными при одних и тех же значениях параметров резонансного рассеяния:  $\Gamma = 1.25$  мэВ,  $\gamma = 10$  при  $N_r = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Еще раз подчеркнем, что для сравнения зависимостей  $R_H^3(T)$  мы использовали фактически функциональный вид кривой  $r_H(T)$ . Это справедливо только в том случае, как отмечалось выше, если концентрация свободных электронов слабо зависит от температуры в области  $T \sim E_r$ .

В заключение отметим, что, несмотря на малые эффективные размеры потенциалов локальных центров, эффекты резонансного рассеяния могут значительно влиять на температурные зависимости кинетических коэффициентов в полупроводниках, легированных переходными и редкоземельными элементами.

Авторы приносят благодарность А. В. Федорову за помощь при проведении расчетов на ЭВМ.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Ридли Б. Квантовые процессы в полупроводниках. М., 1986. 304 с.
- [2] Мастеров В. Ф., Хохрякова О. Д. Аномалии гальваномагнитных эффектов в эпитаксиальных слоях  $\text{InP} \langle \text{Yb} \rangle$ . — ФТП, 1987, т. 21, в. 3, с. 489—493.
- [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., 1974. 752 с.
- [4] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.
- [5] Касаткин В. А., Мастеров В. Ф., Романов В. В., Саморуков Б. Е., Штельмах К. Ф. О состоянии примеси Yb в кристаллах InP. — ФТП, 1982, т. 16, в. 1, с. 173—175.
- [6] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.

Ленинградский  
политехнический институт  
им. М. И. Калинина

Получена 5.05.1987  
Принята к печати 16.06.1987

